

ПРЕПРИНТ

239

В.П. СИЛИН, А.З. СОЛОНЦОВ

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ В ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛАХ И АКТИНИДАХ

Москва - 1987

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР являются самостоятельными научными публикациями и издаются по следующим направлениям исследований Института:

- **физика высоких энергий и космических лучей**
- **оптика и спектроскопия**
- **квантовая радиофизика**
- **физика твердого тела**
- **физика космоса**
- **физика плазмы**

В библиографических ссылках на препринты Физического института имени П.Н. Лебедева мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, номер препринта, место издания, сокращенное наименование Института-издателя, год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И. Иванов. Препринт 125, Москва, ФИАН, 1986.

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are its independent publications and are issued in the Institute's following fields of research:

- **high energy and cosmic ray Physics**
- **optics and spectroscopy**
- **quantum Radiophysics**
- **solid state Physics**
- **cosmophysics**
- **plasma Physics**

In bibliographical references to the P.N. Lebedev Physical Institute's preprints we recommend to indicate: the author's initials and name, preprint number, place of the publication, abbreviation of the Institute-publisher, year of the publication:

Example of a bibliographical reference:

I.I. Ivanov. Preprint 125, Moscow, FIAN, 1986.

Физика твердого тела

Отдел квантовой радиофизики

Сектор теории плазменных явлений

Препринт №239

В.П.Силин, А.З.Солонцов

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ В ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛАХ И АКТИНИДАХ

Москва - 1987

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ В ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛАХ И АКТИНИДАХ

В.П.Силин, А.З.Солонцов

Аннотация

Развито термодинамическое рассмотрение флуктуационных эффектов в переходных металлах и актинидах, базирующееся на представлении о термодинамическом потенциале как функционале энергии и матрицы плотности квазичастиц электронной жидкости. С учетом продольных и поперечных спиновых флуктуаций и флуктуаций плотности заряда парамагнонного типа, а также влияния магнонов найдены уравнения состояния, определяющие зависимость намагниченности и объема металла от магнитного поля, давления и температуры. При этом наряду с короткодействующим междуэлектронным взаимодействием учтено дальнодействующее кулоновское взаимодействие и рассмотрено его влияние на магнитные свойства металлов. Найден магнитный вклад в изменение объема, который определяется средним квадратом плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2$. Обсуждается зависимость от температуры и магнитного поля коэффициента теплового расширения ферромагнитных и почти ферромагнитных металлов. Показано, что в пределе сильного магнитного поля флуктуационные эффекты в тепловом расширении металлов подавляются. Полученные результаты объясняют измеренные экспериментально зависимости коэффициента теплового расширения от температуры и магнитного поля в сплавах $Ni_{1-x}Al_x$, $MnSi$, UPt . При этом выявлена существенная роль магнонов в тепловом расширении слабых ферромагнетиков Ni_3Al и $MnSi$.

I. Введение.

В большинстве переходных металлов и актинидов с коллективизированными d- и f- электронами, являющихся слабыми магнетиками, близкими к границе устойчивости ферромагнитного состояния, обнаружена аномальная температурная зависимость теплового расширения. Например, в слабых ферромагнетиках [1-5] $ZrZn_2$, $MnSi$, Ni_3Al, UPt она проявляется в отрицательном коэффициенте теплового расширения в области низких температур.

В теории магнитообъемных эффектов [6], базирующейся на модели Стонера, такие аномалии объяснялись отрицательным магнитным вкладом

$$\omega_m(T) = K^{-1} C [\mathcal{M}^2(T) - \mathcal{M}^2(0)] \quad (I.I)$$

(где K - модуль всестороннего сжатия, C - магнитоупругая константа) в относительное изменение объема магнетика, зависимость которого от температуры определялась квадратом плотности намагниченности $\mathcal{M}^2(T)$. При этом в подходе работы [6] полностью пренебрегалось эффектами флуктуаций, которые в слабых магнетиках играют существенную роль [7]. Недавно в работе Мория и Усами [8] предложена феноменологическая теория магнитообъемных эффектов, учитывающая спиновые флуктуации, в которой постулировалось соотношение

$$\omega_m(T) = K^{-1} C [\mathcal{M}_L^2(T) - \mathcal{M}_L^2(0)], \quad (I.2)$$

отличающееся от (I.I) заменой $\mathcal{M}^2(T)$ средним квадратом плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2(T)$. При этом для величины $\eta_c = \mathcal{M}_L^2(T_c) \times \mathcal{M}_L^{-1}(0)$, определяющей изменение объема (2) магнетика при температуре Кюри, было получено значение η_c =3/5. В работе Эдвардса и Макдональда [9] была сделана попытка микроскопического обосно-

вания феноменологической теории [8] с использованием самосогласованной теории спиновых флуктуаций Мория-Кавабаты [7]. В [9] был рассчитан магнитный вклад в объем слабых ферромагнетиков при температуре Кюри и найдено значение $\gamma_c = 1$, отличающееся от результата феноменологического рассмотрения [8]. При этом в [9] был сделан вывод о невозможности объяснения инварных аномалий эффектами спиновых флуктуаций. Последовавшая затем дискуссия [10, 11] показала, что различие результатов работ [8,9] связано с пренебрежением в [7,9] влиянием продольных спиновых флуктуаций.

В настоящей работе развита микроскопическая спин-инвариантная теория магнитообъемных эффектов в слабых магнетиках, учитывающая наряду с поперечными также продольные спиновые флуктуации и флуктуации плотности заряда электронов. При этом в отличие от работ [7,9], базирующихся на модели Хаббарда, в которых пренебрежено эффектами заряда электронов, мы учитываем дальнодействующие кулоновское взаимодействие электронов.

В нашем рассмотрении исходным является термодинамический потенциал $\Phi[\hat{n}, \hat{\varepsilon}, \ldots]$, рассматриваемый как функционал матрицы плотности $\hat{n}$ и энергии $\hat{\varepsilon}$ квазичастиц электронной жидкости. Как показано в работах [12,13], такой подход позволяет простым образом учесть влияние флуктуаций на спектр и распределение электронов и согласуется с результатами динамической теории, базирующейся на нелинейном уравнении движения для матрицы плотности электронов.

2. Уравнения состояния.

Мы исходим из следующего выражения для термодинамического потенциала магнетиков [13]

$$\Phi[\hat{n},\hat{\varepsilon},\eta,B,V,T]=E_0(V,T)+\Phi_0[\hat{\varepsilon},\eta,V,T]+\frac{\Psi}{2}\frac{M^2}{\beta^2 V}-$$
$$-V\sum_\sigma\int d\tau\, n^\sigma(\vec{p})[\varepsilon^\sigma(\vec{p})-\varepsilon_0(\vec{p})+\sigma\beta B]+\Delta\Phi[\hat{n},\hat{\varepsilon},V,T], \quad (2.1)$$

являющегося функционалом матрицы плотности $\langle\sigma\vec{p}|\hat{n}|\sigma\vec{p}\rangle=n^\sigma(\vec{p})$ и энергии $\langle\sigma\vec{p}|\hat{\varepsilon}|\sigma\vec{p}\rangle=\varepsilon^\sigma(\vec{p})$ квазичастиц электронной жидкости. Здесь $E_0(V,T)$ – энергия решетки,

$$\Phi_0[\hat{\varepsilon},\eta,V,T]=-\varkappa TV\sum_\sigma\int d\tau\,\ln\{1+\exp[(\eta-\varepsilon^\sigma(\vec{p}))/\varkappa T]\} \quad (2.2)$$

– термодинамический потенциал невзаимодействующих фермионов, $\varepsilon_0(\vec{p})$ – функция импульса электронов $\vec{p}$ и объема металла V, $\sigma=\pm 1$ – проекция спина, B – магнитная индукция, η – химпотенциал, $d\tau=d\vec{p}/(2\pi\hbar)^3$, β – магнитный момент электронов, Ψ – константа обменного взаимодействия. Третье слагаемое в правой части (2.1), определяемое квадратом намагниченности

$$M=\beta V\int d\tau\,[n^+(\vec{p})-n^-(\vec{p})] \quad (2.3)$$

описывает обменное взаимодействие. Слагаемое $\Delta\Phi[\hat{n},\hat{\varepsilon},V,T]$ в правой части (2.1), явный вид которого мы приведем ниже, обусловлено флуктуациями.

Минимизируя (2.1), находим функцию распределения $n^\sigma(\vec{p})$ и энергию $\varepsilon^\sigma(\vec{p})$ электронов с учетом флуктуаций:

$$n^\sigma(\vec{p})=n_F[\bar{\varepsilon}^\sigma(\vec{p}),\eta,T]+\Delta n^\sigma(\vec{p}),\quad \varepsilon^\sigma(\vec{p})=\bar{\varepsilon}^\sigma(\vec{p})+\Delta\varepsilon^\sigma(\vec{p}), \quad (2.4)$$

где

$$\Delta n^\sigma(\vec{p})=\left(\frac{\delta\Delta\Phi}{\delta\varepsilon^\sigma(\vec{p})}\right)_{\hat{n},V,T},\quad \Delta\varepsilon^\sigma(\vec{p})=\left(\frac{\delta\Delta\Phi}{\delta n^\sigma(\vec{p})}\right)_{\hat{\varepsilon},V,T}, \quad (2.5)$$

$n_F(\varepsilon,\eta,T)=\{\exp[(\varepsilon-\eta)/\varkappa T]+1\}^{-1}$ – фермиевская функция распределе-

ния, $\bar{\varepsilon}^{\sigma}(\vec{p}) = \varepsilon_0(\vec{p}) - \sigma b$, $b = \beta B - 4\pi \mathcal{M}/\beta$, $\mathcal{M} = M/V$ - плотность намагниченности. При этом химпотенциал γ определяется условием

$$N_e = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \gamma}\right)_{B,V,T} = -\left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial \gamma}\right)_{\varepsilon,V,T} = V \sum_{\sigma} \int d\tau\, n_F[\bar{\varepsilon}^{\sigma}(\vec{p}), \gamma, T], \tag{2.6}$$

выражающим сохранение полного числа фермионов, а намагниченность (2.3) и энтропия $S = -(\partial\Phi/\partial T)_{\gamma,B,V}$ даются суммами $M = M_e + M_{sf}$, $S = S_e + S_{sf}$ электронных

$$M_e = \beta V \int d\tau \left\{ n_F[\bar{\varepsilon}^{+}(\vec{p}), \gamma, T] - n_F[\bar{\varepsilon}^{-}(\vec{p}), \gamma, T] \right\}$$
$$S_e = -\varkappa V \sum_{\sigma} \int d\tau \left[n \ln n + (1-n) \ln (1-n) \right]_{n = n_F[\bar{\varepsilon}^{\sigma}(\vec{p}), \gamma, T]} \tag{2.7}$$

и флуктуационных

$$M_{sf} = \beta V \sum_{\sigma} \int d\tau\; \Delta n^{\sigma}(\vec{p}),$$
$$S_{sf} = -\left(\frac{\partial \Delta \Phi}{\partial T}\right)_{\hat{n}, \hat{\varepsilon}, V} \tag{2.8}$$

вкладов.

Определяя с помощью уравнений (2.3)-(2.6) величины $n^{\sigma}(\vec{p})$, $\bar{\varepsilon}^{\sigma}(\vec{p})$, γ, B как функции намагниченности M, объема V и температуры T, находим свободную энергию металла

$$F(M, V, T) = \overline{\Phi}(M, V, T) + \bar{B} M + \bar{\gamma} N_e, \tag{2.9}$$

где черта над функциями означает переход от переменных $\hat{n}$, $\hat{\varepsilon}$, γ, B к переменным M, V, T.

Ограничиваясь случаем слабых магнетиков, далеких от насыщения ($M/\beta N_e \ll 1$), разложим правую часть (2.9) в ряд по степеням M, $\Delta\bar{\varepsilon}^{\sigma}(\vec{p})$, $\Delta n^{\sigma}(\vec{p})$. Учитывая, что зависимость химпотенциала γ и магнитной индукции B от намагниченности и объема определена условиями (2.3),(2.6), находим

$$F(\underline{M},V,T)=F_0(V,T)+\frac{1}{2\chi_0(V)}\frac{M^2}{V}+\frac{\gamma(V)}{4}\frac{M^4}{V^3}+\Delta\Phi(M,V,T). \qquad (2.10)$$

Здесь $F_0(V,T)=E_0(V,T)+\Phi_0[\varepsilon_0(\vec{p}),\eta_0,V,T]+\eta_0 N_e$, где химпотенциал $\eta_0=\eta_0(T)$ определен уравнением

$$N_e = V\int_0^\infty d\varepsilon\, \nu(\varepsilon)\, n_F(\varepsilon,\eta_0,T) \qquad (2.11)$$

$\nu(\varepsilon)$ - плотность состояний электронов, $\chi_0=\beta^2\nu/(1+\Psi\nu)$, $\gamma=(3\nu'^2-\nu\nu'')/6\nu^5\beta^4$, $\nu=\nu(\varepsilon_F)$, $\nu'=\partial\nu/\partial\varepsilon_F$, $\nu''=\partial^2\nu/\partial\varepsilon_F^2$, $\varepsilon_F=\eta_0(0)$ -энергия Ферми.

Подчеркнем, что флуктуационные эффекты описываются последним слагаемым в правой части (2.10), а зависимость функции $F_0(V,T)$ от температуры обусловлена колебаниями кристаллической решетки и фермиевскими возбуждениями электронов. При этом мы пренебрегли малыми в слабых магнетиках эффектами изменения с температурой коэффициентов разложения $\chi_0(V)$, $\gamma(V)$, обусловленными фермиевскими возбуждениями.

Отметим, что полученное выше выражение (2.10) для свободной энергии магнетиков по форме совпадает с уравнениями, постулировавшимися в работах [7,9] . При пренебрежении флуктуационным вкладом $\Delta\Phi$ (2.10) отвечает теории слабых магнетиков Стонера-Эдвардса-Вольфарта [6] .

Для нахождения флуктуационного вклада $\overline{\Delta\Phi}$, определяющегося неравновесными динамическими свойствами магнетика, мы воспользуемся следующей моделью функциональной зависимости матричных элементов оператора неравновесной энергии квазичастиц электронной жидкости

$$\langle\sigma\,\vec{p}+\hbar\vec{q}/2|\delta\hat{\varepsilon}|\sigma'\,\vec{p}-\hbar\vec{q}/2\rangle=2\delta_{\sigma\sigma'}\phi(\vec{q})\,\delta n(q)+2(\hat{\vec{\sigma}})_{\sigma\sigma'}\Psi(\vec{q})\cdot\delta\vec{s}(q) \qquad (2.12)$$

от компонент

$$\delta_{\sigma\sigma'}\delta n(q)+(\vec{\sigma})_{\sigma\sigma'}\delta\vec{s}(q)=\int d\mathbf{r}\langle\sigma\vec{p}+\hbar\vec{q}/2|\delta\hat{n}|\sigma'\vec{p}-\hbar\vec{q}/2\rangle \qquad (2.13)$$

неравновесной матрицы плотности $\delta\hat{n}$. Здесь функция

$$\phi(\vec{q})=\frac{4\pi e^2}{q^2}+\varphi(\vec{q}) \qquad (2.14)$$

описывает дальнодействующее кулоновское и короткодействующее $\varphi(\vec{q})$ междуэлектронное взаимодействие, $\Psi(\vec{q})$ характеризует обменное взаимодействие электронов ($\Psi(0)=\Psi$).

Согласно [I4] флуктуационный вклад в термодинамический потенциал имеет вид

$$\Delta\Phi[\hat{n},\hat{\varepsilon},V,T]=\hbar V\int(dq)\,\mathrm{cth}\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\,\mathrm{Im}\Big\{\ln\big[1-\Psi(\vec{q})\Pi_{-+}(q)\big]+\frac{1}{2}\ln\mathcal{D}(q)+\Psi(\vec{q})\Pi_{-+}(q)+\frac{1}{2}\big[\Psi(\vec{q})+\phi(\vec{q})\big]\Pi_n(q)\Big\}, \qquad (2.15)$$

где $q=(\omega,\vec{q})$, $dq=(2\pi)^{-4}\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\,d\vec{q}$ и введены обозначения

$$\mathcal{D}(q)=\big[1-\Psi(\vec{q})\Pi_n(q)\big]\big[1-\phi(\vec{q})\Pi_n(q)\big]-\Psi(\vec{q})\phi(\vec{q})\Pi_s^2(q),$$

$$\Pi_n(q) = \frac{1}{2}\left[\Pi_{++}(q) + \Pi_{--}(q)\right],$$

$$\Pi_s(q) = \frac{1}{2}\left[\Pi_{++}(q) - \Pi_{--}(q)\right], \qquad (2.16)$$

$$\Pi_{\sigma\sigma'}(q) = 2\int d\tau \, \frac{n^{\sigma'}(\bar{p} - \hbar\bar{q}/2) - n^{\sigma}(\bar{p} + \hbar\bar{q}/2)}{\hbar\omega + \varepsilon^{\sigma'}(\bar{p} - \hbar\bar{q}/2) - \varepsilon^{\sigma}(\bar{p} + \hbar\bar{q}/2)}.$$

Еоли в наших формулах произвести замену $\phi(\bar{q}) \to -U = const.$, отвечающую модели Хаббарда, то выражение (2.I0), (2.I5) для свободной энергии совпадает о использовавшимся в работах [I4,I5] при рассмотрении температурной зависимости теплоемкости и магнитной восприимчивости слабых магнетиков. При этом в теории спиновых флуктуаций Мория–Кавабаты [7] и в базирующейся на ней работе 9 использовалиоь дополнительные предположения, отвечающие пренебрежению в выражении (2.I5) слагаемыми с $\Pi_n(q)$, $\Pi_s(q)$, обусловленными продольными опиновыми флуктуациями и флуктуациями плотнооти заряда электронов.

Находя далее о помощью (2.I0) магнитную индукцию $B = (\partial F/\partial M)_{V,T}$ и давление $P = -(\partial F/\partial V)_{M,T}$, получаем уравнения оостояния слабых магнетиков в виде

$$B = \chi_0^{-1}(V)M + \gamma(V)M^3 + \left(\frac{\partial \overline{\Delta\Phi}}{\partial M}\right)_{V,T}, \qquad (2.17)$$

$$P = P_0(V,T) + C(V)M^2 - \left(\frac{\partial \Delta\Phi}{\partial V}\right)_{M,T}, \qquad (2.18)$$

где $P_0(V,T) = -(\partial F_0/\partial V)_T$, $C(V) = -(V/2)\times \partial(\chi_0 V)^{-1})\partial \ln V = (1/2\beta^2)[\Gamma_e/\nu + \Psi - \partial\Psi/\partial \ln V]$ – магнитоупругая константа, $\Gamma_e = \partial \ln(\nu V)/\partial \ln V$ – электронная константа Грюнайзена, определяемая, например, в модели Ланга и Эренрайха [16] зависимостью ширины зоны электронов W от объема: $\Gamma_e = -\partial \ln W/\partial \ln V$. Согласно Хейне [17] Γ_e равна 5/3 и 7/3 соответственно в d- и f- металлах.

Флуктуационные вклады в уравнениях (2.17),(2.18) определяются производной

$$\frac{\partial \Delta\Phi}{\partial \xi} = \Delta\Phi\frac{\partial \ln V}{\partial \xi} + \frac{\hbar V}{2}\int (dq)\, cth\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) Im\Big\{2\Psi(\bar q)\times \chi_1(q)\frac{\partial[\Psi(q)\Pi_{-+}(q)]}{\partial\xi} + \Psi(\bar q)\chi_l(q)\frac{\partial[\Psi(\bar q)\Pi_n(q)]}{\partial\xi} + \phi(q)\chi_e(q)\frac{\partial[\phi(q)\Pi_n(q)]}{\partial\xi} + \chi_{el}(q)\Big(\Psi(\bar q)\times \frac{\partial[\phi(q)\Pi_s(q)]}{\partial\xi} + \phi(q)\frac{\partial[\Psi(\bar q)\Pi_s(q)]}{\partial\xi}\Big)\Big\}, \qquad (2.19)$$

где $\xi = M, V$,

$$\chi_1(q) = -\frac{\Pi_{-+}(q)}{1-\Psi(q)\Pi_{-+}(q)},$$

$$\chi_l(q) = -\{\Pi_n(q) - \phi(q)[\Pi_n^2(q) - \Pi_s^2(q)]\}/\mathcal{D}(q), \qquad (2.20)$$

$$\chi_e(q) = -\{\Pi_{+}(q) - \Psi(\bar{q})[\Pi_{+}(q) - \Pi_{3}(q)]\} / \mathcal{D}(q),$$

$$\chi_{el}(q) = -\Pi_3(q) / \mathcal{D}(q)$$

– динамические восприимчивости электронной жидкости. При этом слагаемые с $\chi_{\perp}(q)$ и $\chi_{l}(q)$ в правой части (2.I9) обусловлены поперечными и продольными спиновыми флуктуациями, остальные слагаемые описывают влияние флуктуаций плотности заряда.

Ниже мы ограничимся случаем слабых ферромагнетиков и почти ферромагнитных металлов, близких к границе устойчивости ферромагнитного состояния, когда

$$|1 + \Psi\nu| \ll 1 .$$

В этом случае в правой части (2.I9) можно пренебречь первым слагаемым и членом, содержащим χ_e .

Используя (2.I9) и учитывая приближенное равенство $\Phi(\bar{q}) \mathrm{Im}\, \chi_{el}(q) = (\nu' \mathcal{M} / \beta\nu^3)\, \mathrm{Im}\, \chi_l(q)$, запишем уравнения (2.I7), (2.I8) в следующем виде

$$B = \chi_0^{-1}(V)\mathcal{M} + \delta\mathcal{M}(\mathcal{M}^2 + 2\delta m_{\perp}^2 + 3\delta m_l^2) + \tag{2.21}$$
$$+ (2\mathcal{M}\nu\beta^2)^{-1} \int (dq)(\beta^2\nu\chi_v^{-1} + A\bar{q}^2)(\delta m^2)_q ,$$

$$P = P_0(V, T) + C(V)\mathcal{M}_L^2(M, V, T), \tag{2.22}$$

где $\mathcal{M}_L^2 = \mathcal{M}^2 + 2\delta m_{\perp}^2 + \delta m_l^2 + \delta m_{sw}^2$ – средний квадрат плотности магнитного момента, $\chi_v = (2\delta\mathcal{M}^2 + B/\mathcal{M})^{-1}$ – магнитная восприимчивость при постоянном объеме без учета флуктуаций. Наконец,

$$\delta m^2_{\perp,\parallel} = \hbar\beta^2 \int (dq)\, \mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) \mathrm{Im}\, \chi_{\perp,\parallel}(q),$$
$$\delta m^2_{sw} = \int (dq) (\delta m^2)_q = 4\pi\beta M \int (dq)\, \mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) \delta[\omega - \omega(\bar q)] \tag{2.23}$$

- квадраты амплитуд флуктуаций поперечных и продольных парамагнонов и спиновых волн. При этом мы использовали разложения [I8]

$$\chi^{-1}_{\perp,\parallel}(q) = \nu^{-1}\left[\chi^{-1}_{\perp,\parallel}\nu + A\bar q^2 - i\, \mathcal{D}\omega/|\bar q|\right] \tag{2.24}$$

динамических спиновых восприимчивостей (2.20) в парамагнонной области частот и волновых векторов и выражение $\omega(\bar q) = 2\beta B/\hbar + 2bA\bar q^2/\hbar$ для частоты магнонов. Здесь

$$A = -\left.\frac{\partial \ln \Psi(\bar q)}{\partial \bar q^2}\right|_{\bar q = 0} - \frac{\hbar^2\Psi}{6}\int d\tau \frac{\partial^2\varepsilon_0}{\partial \bar p^2}\, \frac{\partial^2 n_F[\varepsilon_0(\bar p), \gamma_0, T]}{\partial \varepsilon_0^2},$$
$$\mathcal{D} = 2\pi|\bar q|\Psi \int d\tau\, \delta\left[\omega - \left(\frac{\partial\varepsilon_0}{\partial\bar p}, \bar q\right)\right] \frac{\partial n_F[\varepsilon_0(\bar p), \gamma_0, T]}{\partial \varepsilon_0} \tag{2.25}$$

- коэффициенты разложения $\Psi(\bar q)\,\Pi_{-+}(q)$, $\Psi(\bar q)\,\Pi_{zz}(q)$ в ряд по степеням $\bar q$ и $\omega/|\bar q|$, а $\chi_\perp = \chi_\perp(0) = M/\beta^2 B$ и $\chi_\parallel \equiv \chi_\parallel(0)$ - однородные статические спиновые восприимчивости электронов.

Ниже мы будем пренебрегать влиянием нулевых флуктуаций на температурную зависимость (2.23) и считать в уравнениях (2.2I), (2.22) их вклад включенным в величины $\chi_0^{-1}(V)$ и $P_0(V,T)$. При этом, как следует из (2.20)-(2.22), величина $\beta^2\chi_\parallel$ совпадает с магнитной восприимчивостью $\chi_V = V^{-1}(\partial M/\partial B)_{V,T=0}$ при постоянном объеме:

$$\beta^2 \chi_l = \chi_v = K_0 K_B^{-1} \chi_p = \chi_p / [1 + 4 K_0^{-1} C^2(V) M^2 \chi_p], \quad (2.26)$$

которая отличается от восприимчивости при постоянном давлении $\chi_p = V^{-1}(\partial M/\partial B)_{p,\,T=0}$ благодаря влиянию магнитоупругих эффектов [19]. Здесь

$$K_B = -\left(\frac{\partial P}{\partial \ln V}\right)_{B,T=0} = K_0 - C(V)\left(\frac{\partial M^2}{\partial \ln V}\right)_{B,T=0} \quad (2.27)$$

- модуль всестороннего сжатия при постоянной магнитной индукции

$$K_0 = -\left(\frac{\partial P}{\partial \ln V}\right)_{M=T=0} = -\left(\frac{\partial P_0}{\partial \ln V}\right)_{T=0} \quad (2.28)$$

Уравнения (2.21),(2.22) определяют зависимость намагниченности M и объема V от магнитной индукции B, давления P и температуры T с учетом флуктуаций. При этом слагаемые $\sim \delta m_\perp^2$ и $\sim \delta m_l^2$ описывают влияние поперечных и продольных спиновых флуктуаций парамагнитного типа, а члены с $(\delta m^2)_q$ и δm_{sw}^2 - влияние магнонов. При этом последнее слагаемое в правой части (2.21), обусловленное магнонами, может быть записано в виде

$$(\hbar / 4 M^2) \int (dq)\, \omega(\vec{q}) (\delta m^2)_q + \gamma M\, \delta m_{sw}^2 \quad (2.29)$$

Отметим, что магнитное уравнение состояния с учетом спиновых флуктуаций было впервые получено Дзялошинским и Кондратенко [20] и определяется формулой (3.19) работы [20]. Оно совпадает с полученным нами уравнением (2.21), если в (2.29) пренебречь слагаемым $\sim \int (dq)\, \omega(\vec{q}) (\delta m^2)_q$. В интересующей нас ниже области

низких температур влияние слагаемого $\sim \int (d\mathbf{q})\, \omega(\mathbf{q}) (\delta m^2)_{\mathbf{q}} \sim T^{5/2}$ на температурную зависимость намагниченности, рассмотренную в [20], обычно считается пренебрежимо малым. Оно однако должно быть учтено при определении магнонного вклада в средний квадрат плотности магнитного момента, который меняется с температурой [13,21] $\sim T^{5/2}$ и, как будет показано ниже в разделе 4, существенно влияет на тепловое расширение слабых ферромагнетиков. Отметим здесь также, что при пренебрежении влиянием магнонов уравнение (2.21) совпадает с магнитным уравнением состояния (2.42) работы Лонзарича и Тейлифера [18], полученном с использованием феноменологической теории Гинзбурга-Ландау.

Здесь следует подчеркнуть, что при получении уравнений (2.21) (2.22) мы использовали приближение хаотических фаз, что проявилось в пренебрежении влиянием флуктуационных эффектов в выражениях (2.20) для динамических восприимчивостей. Такое пренебрежение возможно, если флуктуационные эффекты можно считать достаточно малыми

$$\delta m^2_{\perp,\ell} \ll |\chi_0 \gamma|^{-1}, \quad \delta m^2_{zw} \ll \mathcal{M}^2. \qquad (2.30)$$

В условиях, когда флуктуационные эффекты не малы, для их учета, например, в духе самосогласованной теории спиновых флуктуаций Мория-Кавабаты [7] следует заменить величины χ_v и $\beta^2\chi_\ell$ в уравнениях (2.21),(2.24) магнитной восприимчивостью $\chi_v(T) = V^{-1}(\partial M/\partial B)_{V,T}$, определяемой уравнением (2.21) с учетом флуктуаций.

3. Тепловое расширение.

Обсудим теперь зависимость объема металла $V = V(B, P, T)$ от магнитного поля и температуры. Разлагая функцию $P(B, V, T)$ определяемую правой частью (2.22), по степеням $(V - V_0)/V_0 \equiv \omega(B, P, T)$, где V_0 – решение уравнения $P = P(B, V, 0)$, и подставляя в (2.22) значение намагниченности $M = M(B, V, T)$, найденное из (2.21), получаем относительное изменение объема металла при тепловом расширении

$$\omega(B, P, T) = \omega_n(B, P, T) + \omega_m(B, P, T), \tag{3.1}$$

где

$$\omega_n(B, P, T) = K_B^{-1}(V)\left[P_0(V, T) - P_0(V, 0)\right] \tag{3.2}$$

– немагнитный вклад в тепловое расширение, обусловленный колебаниями решетки и фермиевскими возбуждениями электронов,

$$\omega_m(B, P, T) = K_B^{-1}(V)\, C(V)\left[\mathcal{M}_L^2(B, V, T) - \mathcal{M}_L^2(B, V, 0)\right] \tag{3.3}$$

-тепловое расширение, обусловленное магнетизмом. Здесь функции $V = V(B, P, T)$ и $V_0 = V_0(B, P)$ определены уравнениями (2.22), (3.1)-(3.3).

Сравнивая формулу (3.3) с уравнением (1.2), которое постулировалось в феноменологической теории Мория и Усами [8], находим, что они совпадают, если под величиной K в (1.2) понимать модуль всестороннего сжатия K_B при постоянной магнитной индукции $B = const$. Отметим, что $K_B(V)$ зависит от температуры благодаря изменению объема V с температурой. Таким образом, формулы (3.1)-(3.3) решают задачу микроскопического обоснования феноменологической теории магнитообъемных эффектов.

Прежде всего рассмотрим зависимость от температуры и магнитного поля среднего квадрата плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2$, определяющего согласно (3.3) тепловое расширение магнетиков, обусловленное магнетизмом. В условиях (2.30), когда флуктуационные эффекты малы, решение уравнения (2.21) дает

$$\mathcal{M}^2(B,V,T) = \mathcal{M}_0^2(B,V) - \delta m_{sw}^2 - \chi_v \Big[2\gamma \mathcal{M}_0^2(B,V)\left(2\delta m_\perp^2 + 3\delta m_\ell^2\right) + (A/\beta^2 \nu) \int (dq)\, \vec{q}^{\,2} (\delta m^2)_q \Big], \tag{3.4}$$

$$\mathcal{M}_L^2(B,V,T) = \mathcal{M}_0^2(B,V) - 2\delta m_\ell^2 + \frac{B}{\mathcal{M}} \chi_v \left(2\delta m_\perp^2 + 3\delta m_\ell^2\right) - \frac{A\chi_v}{\beta^2 \nu} \int (dq)\, \vec{q}^{\,2} (\delta m^2)_q ,$$

где $\mathcal{M}_0(B,V) = \mathcal{M}(B,V,T=0)$. Как следует из уравнения (3.4), в слабых ферромагнетиках в отсутствие магнитного поля (B =0) изменение величины $\mathcal{M}_L^2$ с температурой обусловлено влиянием продольных спиновых флуктуаций и магнонов. Подчеркнем, что использованное в работах Мория и Кавабаты [7] и Эдвардса и Макдональда [9] приближение, пренебрегающее таким влиянием, не позволяет описать эффекты, связанные с изменением среднего квадрата плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2$ в ферромагнетиках.

В области не слишком высоких температур

$$T < T^* \sim \left(\nu \chi_\ell^{-1}/A\right)^{3/2} \Gamma_0/\varkappa \sim \max\left(T_{SF}, \beta B/\varkappa\right), \tag{3.5}$$

где $\Gamma_0 = \hbar A/\mathcal{D}$, $T_{SF} \sim |1 + \Psi\nu|^{3/2} \varepsilon_F/\varkappa$, для входящих в уравнение (3.4) квадратов амплитуд флуктуаций из (2.33) находим

$$\delta m_\perp^2 = \frac{1}{12\pi} \frac{(\varkappa T)^2}{\Gamma_0} \left[\chi_\perp(\bar{q}_0) - \chi_\perp(\bar{q}_c)\right],$$

$$\delta m_\ell^2 = \frac{1}{12\pi} \frac{(\varkappa T)^2}{\Gamma_0} \left[\chi_\ell - \chi_\ell(\bar{q}_c)\right], \tag{3.6}$$

$$\int (dq)\,\vec{q}^{\,2}(\delta m^2)_q = \frac{3\hbar}{8}\,\frac{\beta^2\nu}{A}\,\hbar\omega_{max}\,q_0^3\left(\frac{\varkappa T}{\pi\hbar\omega_{max}}\right)^{5/2} Z_{5/2}\left(\frac{2\beta B}{\varkappa T}\right).$$

Здесь $\chi^{-1}_{\perp,\ell}(\vec{q}) = \chi^{-1}_{\perp,\ell} + A\vec{q}^{\,2}/\nu$, $q_c \sim min(2p_F/\hbar,\ q_B)$ вектор обрезания, определяемый фермиевским импульсом электронов p_F, либо размерами q_B зоны Бриллюэна, $\hbar\omega_{max} = \hbar\omega(\vec{q}_0) \lesssim \varkappa T^{*}, |\vec{q}_0| = 2b/\hbar v_F$ максимальные энергия и волновой вектор магнонов, v_F - фермиевская скорость электронов, $Z_\nu(x) = \sum_{n=1} n^{-\nu} exp(-nx)$.

Подставляя (3.6) в уравнение (3.4), находим температурную зависимость величины $\mathcal{M}_L^2$ в области не слишком высоких температур (3.5):

$$\mathcal{M}_L^2(B,V,T) = \mathcal{M}_0^2(B,V) - \mu_p T^2 - \mu_{sw} T^{5/2} Z_{5/2}\left(\frac{2\beta B}{\varkappa T}\right), \quad (3.7)$$

где коэффициенты

$$\mu_p(B,V) = \frac{\varkappa^2\beta^2}{6\pi I_0}\chi_\nu\left\{\left(\chi_\nu^{-1} - \frac{3}{2}\frac{B}{\mathcal{M}}\right)\left[\chi_\ell - \chi_\ell(q_c)\right] - \frac{B}{\mathcal{M}}\left[\chi_\perp(q_0) - \chi_\perp(q_c)\right]\right\}, \quad (3.8)$$

$$\mu_{sw}(B,V) = \frac{3}{8}\hbar\omega_{max}\,q_0^3\left(\frac{\varkappa}{\pi\hbar\omega_{max}}\right)^{5/2}\chi_\nu \quad (3.9)$$

зависят от магнитного поля и объема. Слагаемое $\sim T^2$ в правой части (3.7) обусловлено продольными и поперечными спиновыми флуктуациями парамагнонного типа, которым в соотношении (3.8) отвечают соответственно члены с χ_ℓ и $\chi_\perp$. Последнее слагаемое в (3.7) описывает влияние магнонов которые, как следует из (3.9), приводят к уменьшению среднего квадрата плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2$ с возрастанием температуры. Подчеркнем, что в магнетиках со слабой пространственной дисперсией вклад магнонов в температурную зависимость $\mathcal{M}_L^2$, вообще говоря, не мал и при выполнении ус-

ловия $\Gamma_0 q_0^3 > \hbar\omega_{max}$ может превышать вклад парамагнонов в области достаточно низких температур $T < T^*$.

Как следует из (3.8), знак коэффициента $\mu_p(B,V)$ зависит от типа магнитного упорядочения. В случае парамагнетиков $(1+\Psi\nu > 0)$ в не слишком сильном магнитном поле $B < B_{SF} \sim \varkappa T_{SF}/\beta$, полагая $\chi_\perp(\bar{q}_0) = \chi_\ell = \chi_0(V)/\beta^2$, находим значение коэффициента

$$\mu_p = -\frac{\varkappa^2}{4\pi\Gamma_0}\chi_0(V)\left[1-\chi_\ell(\bar{q}_c)\chi_\ell^{-1}\right] < 0, \qquad (3.10)$$

которое согласно (3.7) описывает возрастание среднего квадрата магнитного момента с ростом температуры, обусловленное парамагнонами. Для ферромагнетиков $(1+\Psi\nu < 0)$ в слабом магнитном поле $B < B_{SF}$ из (3.8) находим

$$\mu_p = -\frac{\varkappa^2}{12\pi\Gamma_0}\chi_0(V)\left[1-\chi_\ell(\bar{q}_c)\chi_\ell^{-1}\right] > 0, \qquad (3.11)$$

где мы учли $\chi_v = -\chi_0/2$.

При этом, как следует из уравнений (3.7),(3.9),(3.11), флуктуации парамагнонов и спиновых волн приводят к уменьшению M_L^2 с возрастанием температуры.

Отметим здесь, что различие коэффициента μ_p в слабых ферромагнетиках и почти ферромагнитных металлах согласно (3.4), (3.10), (3.11) связано с подавлением в ферромагнетиках вклада поперечных парамагнонов, обусловленным приближенным сохранением среднего квадрата плотности магнитного момента [21].

В сильном магнитном поле $B > B_{SF}$ коэффициент (3.8) имеет вид

$$\mu_p(B,V)=\frac{\varkappa^2\beta^2}{36\pi\Gamma_0}\left\{3\left[\chi_\ell-\chi_\ell(\bar q_c)\right]-2\left[\chi_1(\bar q_0)-\chi_1(\bar q_c)\right]\right\}, \quad (3.12)$$

где согласно (2.21),(2.22) $\beta^2\chi_\ell=\chi_v/[1-4K_0C^2(V)/3\delta]$, $\chi_v=[3\delta\mathcal{M}_0^2(B,V)]^{-1}$, $\mathcal{M}_0(B,V)=(B/\delta)^{1/3}$. Как видно из (3,12), знак коэффициента μ_p определяется знаком фигурной скобки, в зависимости от которого величина $\mathcal{M}_L^2$ в пределе низких температур, когда влиянием магнонов можно пренебречь, возрастает ($\mu_p<0$) или убывает ($\mu_p>0$) с ростом температуры. Подчеркнем, что формула (3.12) справедлива как в слабых ферромагнетиках, так и в почти ферромагнитных металлах. С возрастанием магнитной индукции B коэффициент (3.12) убывает $\sim B^{-2/3}$, что отвечает подавлению эффектов флуктуаций парамагнонного типа в сильном магнитном поле.

Уравнения (3.3),(3.7)-(3.12) определяют зависимость теплового расширения металлов, обусловленного магнетизмом, от температуры и магнитного поля. Например, для магнитного вклада в коэффициент линейного теплового расширения $\alpha_m(B,P,T)=(1/3)\partial\omega_m(B,P,T)/\partial T$ находим

$$\alpha_m(B,P,T)=a_p(B,P)\,T+a_{sw}(B,P)\frac{\partial}{\partial T}\left[T^{5/2}\cdot Z_{5/2}\left(\frac{2\mu_B B}{\varkappa T}\right)\Big/\frac{5}{2}\zeta\left(\frac{5}{2}\right)\right], \quad (3.13)$$

где первое слагаемое в правой части описывает влияние флуктуаций парамагнонного типа, а второе слагаемое обусловлено магнонами. Коэффициенты a_p и a_{sw} в (3.14) определяются уравнениями

$$a_p(B,P)=-\frac{2}{3}\frac{C(V)}{K_B}\mu_p(B,V), \quad (3.14)$$

$$a_{sw}(B,P) = -\frac{5}{3}\zeta\left(\frac{5}{2}\right)\frac{C(V)}{k_B}\mu_{sw}(B,V),$$

где объем V дается соотношениями (3.I)-(3.3).

Отметим здесь, что как следует из уравнений (3.I0)-(3.I2), величина μ_p, определяющая коэффициент теплового расширения (3.I3),(3.I4), существенно зависит от параметра $\nu^{-1}\gamma_\ell A\bar{q}_c^2$, характеризующего пространственную дисперсию. Именно, в магнетиках с сильной пространственной дисперсией, когда $\nu^{-1}\gamma_\ell A\bar{q}_c^2 \gg 1$ в уравнениях (3.I0)-(3.I2) можно пренебречь $\gamma_\ell(\bar{q}_c)$ по сравнению с γ_ℓ. При этом, если $q_0 \ll q_c$, то результаты (3.7) и (3.I3), определяющие μ_L^2 и α_m, не будут зависеть от вектора обрезания $\bar{q}_c$. Наоборот, в магнетиках со слабой пространственной дисперсией, например, в металлах с тяжелыми фермионами, когда $\nu^{-1}\gamma_\ell A\bar{q}_c^2 \lesssim 1$, величины μ_L^2 и α_m зависят от вектора обрезания $\bar{q}_c$.

Ниже мы для определенности будем считать константу магнитоупругого взаимодействия $C(V) > 0$ положительной. Как следует из формул (3.I0),(3.I4) в этом случае вклад парамагнонов в коэффициент теплового расширения в магнитном поле $B < B_{sf}$ отрицателен ($a_p < 0$) в слабых ферромагнетиках и положителен ($a_p > 0$) в почти ферромагнитных металлах. С возрастанием магнитного поля величина $a_p(B,P)/a_p(0,P)$ убывает $\sim B^2$ в парамагнетиках и $\sim B$ в ферромагнитных металлах. В пределе сильного магнитного поля $B > B_{sf}$ коэффициент $a_p(B,P)$ убывает по абсолютной величине $\sim B^{-2/3}$. При этом если выполнено условие $\mu_p > 0$ в парамагнетиках и $\mu_p < 0$ в ферромагнетиках, коэффициент a_p с возрастанием поля меняет знак, а вели-

чина $a_p(B,P)/a_p(0,P)$ при $B\sim B_{sf}$ имеет минимум. В пределе сильных полей $B\to\infty$, как следует из (3.12)-(3.14), вклад в тепловое расширение, обусловленный флуктуациями, оказывается подавленным. Зависимость коэффициента $a_p(B,P)$, определяющего вклад парамагнонов в коэффициент теплового расширения, от магнитного поля схематически изображена на рис. 1.

Заметим здесь, что подавление флуктуационных эффектов в электронной теплоемкости и электросопротивлении магнитным полем обсуждалось, например, в книге Мория [22] и экспериментально обнаружено в почти ферромагнитных металлах $TiBe_2$, UAl_2, UPt_3 и слабых ферромагнетиках Sc_3In и $ZrZn_2$ [22-24].

4. Обсуждение результатов.

В книге Мория [22] указано, что для ферромагнетиков хорошей интерполяцией, отвечающей формуле (1.2) при температурах ниже температуры Кюри T_c, является формула

$$\omega_m(T)=\frac{2}{5}\frac{C}{K}\left[\mathcal{M}^2(T)-\mathcal{M}^2(0)\right], \tag{4.1}$$

а при $T>T_c$ магнитный вклад в тепловое расширение

$$\omega_m(T)=\omega_m(T_c)+\frac{3}{5}\frac{C}{K}\frac{1}{\gamma\chi_v(T)} \tag{4.2}$$

может быть выражен через магнитную восприимчивость $\chi_v(T)$. Соответственно для парамагнетиков согласно [8,22]

$$\omega_m(T)=\frac{3}{5}\frac{C}{K\gamma}\left[\chi_v^{-1}(T)-\chi_v\right] \tag{4.3}$$

Отметим, что формулы (4.1)-(4.3) следуют из уравнений (3.3), (3.4) микроскопической теории, если положить $K=K_B$ и учесть

выражение $\chi_v(T) = [\chi_0^{-1}(V) + (5/3)\gamma M_L^2(0,V,T)]^{-1}$
для магнитной восприимчивости в парамагнитном состоянии в отсутствие магнитного поля (B =0). При этом формула (4.I) возникает вблизи температуры Кюри при пренебрежении влиянием магнонов и различием поперечных и продольных флуктуаций. Например, в слабых магнетиках $MnSi$ и Ni_3Al, как показано с использованием численных расчетов в работе [18], такое пренебрежение может быть обосновано лишь в узкой области температур вблизи T_c. С другой стороны, как следует из (3.4),(3.6), в области низких температур $T < T^*$ использование интерполяционной формулы (4.I) приводит к качественно неверным результатам, например, к температурной зависимости $\sim T^{3/2}$ вклада магнонов в тепловое расширение.

Уравнения (4.2)-(4.3) явились предметом экспериментальной проверки, где измерялся коэффициент теплового расширения и магнитная восприимчивость в слабых магнетиках $ZrZn_2$, $MnSi$, $TiBe_{2-x}Cu_x$, $Ni_{1-x}Al_x$ [I-3,22].

Для экспериментального подтверждения микроскопической теории однако необходимо сравнение измеренной температурной зависимости коэффициента теплового расширения α не с экспериментально найденной зависимостью $\chi_v(T)$, а с предсказаниями (3.4)-(3.I4) теории для коэффициента α, выраженными через характеристики спектра флуктуаций слабых магнетиков. Ниже мы проведем такое сравнение для сплавов $Ni_{1-x}Al_x$ и $MnSi$, где недавно с помощью неупругого рассеяния нейтронов был исследован спектр спиновых флуктуаций (см. [18]).

Прежде всего обсудим тепловое расширение ферромагнитного (x =0,25) и почти ферромагнитного (x =0,26) сплавов $Ni_{1-x}Al_x$, для которых имеются подробные измерения α в области низких

температур [3,4]. Как показано в [4], при низких температурах 4,2 $< T <$ 9°К коэффициент теплового расширения α парамагнитного сплава (x =0,26) линейно возрастал с температурой, причем $\alpha/T|_{T=4,2^\circ K} = 0,771 \cdot 10^{-8}\ {}^\circ K^{-2}$. В ферромагнитном сплаве (x =0,25) коэффициент теплового расширения при низких температурах был отрицательным [3]: $\alpha/T|_{4,2^\circ K} = -0,286 \cdot 10^{-8}\ {}^\circ K^{-2}$. Исследование теплового расширения в области высоких температур $T \sim 60^\circ K$, проведенное в работе [3], показало, что немагнитный вклад в коэффициент теплового расширения в обоих сплавах можно представить в виде суммы электронного и фононного вкладов $a_e T + a_{ph} \cdot T^3$, где a_e =0,37 $\cdot 10^{-8}$°К$^{-2}$ в сплаве с x =0,26 и a_e =0.40 $\cdot 10^{-8}$К$^{-2}$ в ферромагнитном сплаве (x =0,25).

Используя пол ученные с помощью неупругого рассеяния нейтронов в Ni_3Al значения Γ_0 =0,495 эвÅ^3, A =1,02 Å^2 и полагая $V\nu/2N_i = 13$ (ряд. ат Ni)$^{-1}$, $q_c = 1,1$ Å^{-1} (см. [18]), по формулам (3.10),(3.11),(3.14) находим величину $a_p = 1,09 \cdot 10^{-8} (C\rho^2/K_B)\ {}^\circ K^{-2}$ (где $C\rho^2/K_B$ измеряется в 10^{-6} (г/ед.СГС)^2, ρ - плотность сплавов), определяющую магнитный вклад в коэффициент теплового расширения сплава $Ni_{0,74}Al_{0,26}$ и коэффициенты $a_p = -0,675 \cdot 10^{-8} (C\rho^2/K_B)\ {}^\circ K^{-2}$, $a_{sw} = -0,582 \cdot 10^{-8} (C\rho^2/K_B)\ {}^\circ K^{-5/2}$, характеризующие магнитообъемные эффекты в ферромагнетике $Ni_{0,75}Al_{0,25}$. При этом мы учли, что согласно [25] величина $\chi_0/\beta^2\nu$ равна соответственно 68,9 и - 127 в сплавах с x =0,26 и x =0,25 и использовали параметры спектра магнонов [18] $q_0 = 0,1$ Å^{-1}, $\hbar\omega_{max} = 0,801$ мэв. Отметим здесь сильную пространственную дисперсию в сплавах $Ni_{1-x}Al_x$ ($\nu^{-1}\chi_0 A\bar{q}_c^2 \approx 80$), которая согласно (3.10),(3.11) приводит к независимости величин a_p от вектора обрезания $\bar{q}_c$.

Сравнивая комбинацию $a_p + a_{sw}\sqrt{4,2}$ с величиной

$\alpha/T|_{T=4{,}2^\circ K} - a_e$, находим, что магнитоупругая константа $C\varrho^2/K_B$ в сплавах $Ni_{1-x}Al_x$ не зависит от концентрации x и равна 0,367. Такое значение константы $C\varrho^2/K_B$ близко к величине 0,5 полученной при измерении барических производных в ферромагнитных сплавах Ni-Al [4]. Отметим здесь, что приведенные в работе Сузуки и Масуды [3] значения $C\varrho^2/K_B$ существенно зависели от концентрации, меняясь от 0,198 при x =0,26 до 0.720 при x = =0,25. Такую сильную зависимость магнитоупругих констант от состава сплавов трудно объяснить в рамках зонной теории магнетизма.

Подчеркнем здесь существенную роль магнонов в тепловом расширении ферромагнитного сплава $Ni_{0,75}Al_{0,25}$, вклад которых в α_m, например при температуре T =4,2°К, как следует из оценок a_p и a_{sw} в 1.6 раз превышает вклад парамагнонов.

Тепловое расширение соединения $MnSi$, которое в магнитном поле $B > 6\cdot 10^3$ гс является слабым ферромагнетиком, изучалось недавно в работе Мацунаги и др. [2]. При этом было найдено, что ниже температуры Кюри $T_c \approx$ 29,5°К коэффициент теплового расширения был отрицательным $\alpha/T|_{T=4{,}2^\circ K} = -7{,}37\cdot 10^{-8}\,{}^\circ K^{-2}$, причем величина α/T с ростом температуры убывала. В [2] был оценен немагнитный вклад электронов $a_e T$ в коэффициент теплового расширения, где a_e =3,6·10^{-8}К$^{-2}$.

Используя параметры спектра флуктуаций [18,26] $\Gamma_0 = 5{,}46\cdot 10^{-2}$ эв $\mathring{A}^3$, $A = 0{,}133\,\mathring{A}^2$, $q_0 = 0{,}4\,\mathring{A}^{-1}$, $\hbar\omega_{max} = 3$ мэв, полученные с помощью неупругого рассеяния нейтронов и полагая [18] $V\nu/2N_i = 19$ (рид·ат Mn)$^{-1}$, $q_c = 0{,}86\,\mathring{A}^{-1}$, $\gamma_0/\beta^2\nu = -45{,}2$ по формулам (3.11),(3.14) находим коэффициенты $a_p = -2{,}24\cdot 10^{-8}(C\varrho^2/K_B)\,{}^\circ K^{-2}$, $a_{sw} = -2{,}73\cdot 10^{-8}(C\varrho^2/K_B)\,{}^\circ K^{-5/2}$, описывающие вклад спиновых флуктуаций. При этом мы пренебрегли малым в $MnSi$ различием восприим-

чивостей γ_v и γ_p и учли сравнительно слабую пространственную дисперсию, проявляющуюся в зависимости коэффициента a_p от параметра $\bar{v}^2\gamma_\ell A \bar{q}_c^2 = 2,22$. Приравнивая комбинацию $a_p + a_{sw}\sqrt{4,2}$ величине $\alpha/T\big|_{T=4,2^\circ K} - a_e$, характеризующей магнитный вклад в тепловое расширение, находим значение магнитоупругой константы $C\varrho^2/K_B = 1,40$, близкое к значению I.I4, полученному в работе Мацуна и и др. [2]. Отметим здесь существенный вклад магнонов в тепловое расширение $M_n Si$, который как следует из приведенной выше оценки коэффициентов a_p и a_{sw}, например, при температуре 4,2°K в 2,50 раза превышает вклад парамагнонов. Влияние магнонов проявляется в нелинейной температурной зависимости коэффициента теплового расширения при низких температурах, обнаруженной экспериментально [2], которая не может быть объяснена эффектами фононов.

В заключение отметим работу [5], в которой недавно была обнаружена сильная зависимость от магнитного поля коэффициента теплового расширения слабого ферромагнетика UPt с коллективизированными $5f$ - электронами. Согласно [5] коэффициент теплового расширения α, отрицательный в области низких температур $T < 6^\circ K$ с возрастанием температуры линейно убывал. С ростом магнитного поля α возрастал, меняя знак, и в поле $B = 7,8 \cdot 10^4$ гс становился положительным. Такая зависимость коэффициента теплового расширения от температуры и магнитного поля описывается формулами (3.II)-(3.I4) предыдущего раздела с отрицательным коэффициентом (3.I2) и иллюстрируется кривой I на рис.

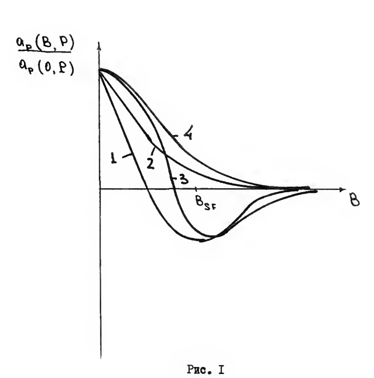


Рис. I

Подписи к рисункам.

Рис. I. Зависимость парамагнонного вклада в коэффициент теплового расширения от магнитного поля:

I - ферромагнетик с отрицательным коэффициентом (3.I2)

2 - ферромагнетик с положительным коэффициентом (3.I2)

3 - парамагнетик с положительным коэффициентом (3.I2)

4 - парамагнетик с отрицательным коэффициентом (3.I2)

Литература

1. Ogawa S. Thermal expansion of $ZrZn_2$. – Physica, 1983, 119B, 68–71.
2. Matsunaga M., Ishikawa Y., Nakajima. Magneto-volume effects in the weak itinerant ferromagnet MnSi. – J.Phys. Soc. Jap., 1982, 51, N°4, 1153–1161.
3. Suzuki K., Masuda Y. Thermal expansion in itinerant electron magnetic Ni_3Al system. – J.Phys. Soc. Jap., 1985, 54, N°2, 630–638.
4. Kortekaas T.F.M., France J.J.M., Hölscher H. Thermal expansion of Ni_3Al and Ni-Pt compounds. – Phys. Lett., 1974, 48A, N°4, 305–306.
5. Kamma C.F., Fringa P.H., Klaase J.C.P., France J.J.M. Thermal expansion and specific heat anomalies in UPt below the ferromagnetic ordering temperature. – Physica, 1983, 119B, 72–77.
6. Wohlfarth E.P. Thermodynamic aspect of itinerant electron magnetism. – Physica, 1977, 91B, 305–314.
7. Moriya T., Kawabata A. Effects of spin fluctuations on itinerant electron ferromagnetism. – J.Phys. Soc. Jap., 1973, 34, N°3, 639–651; 35, N°3, 669–676.
8. Moriya T., Usami K. Magneto-volume effect and invar phenomena in ferromagnetic metals. – Solid State Commun., 1980, 34, N°2, 95–99,
9. Edwards D.M., Macdonald C.J. Magnetovolume effects in the Moriya-Kawabata theory of very weak itinerant ferromagnetism. – Physica, 1983, 119B, 25–29.

I0. Moriya T. Commets on "Magnetovolume effecta in the Moriya-Kawabata theory of very weak itinerant ferromagnetiam" by D.M. Edwarda and C.J.Macdonald. - Physica, 1983, 119B, 330-332.

II. Edwarda I.M., Macdonald C.J. Reaponae to commenta by T.Moriya.- Phyaica, 1983, 119B, 333.

I2. Силин В.П., Солонцов А.З. Явление аномальной температурной зависимости спектра магнонов. - ЖЭТФ, 1987, 92, № 5, 1808-1817.

I3. Силин В.П., Солонцов А.З. Теория температурной зависимости спектра магнонов ферромагнитных металлов. - ЖЭТФ, 1985, 89, № 4, 1443-1455.

I4. Brinkman W.F., Engelaberg S. Spin fluctuation contribution to the apecific heat. - Phya. Rev., 1968, 169, N°1, 417-431.

I5. Beal-Monod M.T., Ma S.-K., Fredkin D.R. Temperature dependence of the spin auaceptibility of a nearly ferromagnetic Fermi liquid. - Phys. Rev. Lett., 1968, 20, N°17, 929-932.

I6. Lang N.D., Ehrenreich H.E. Itinerant-electron theory of preaaure effecta on ferromagnetic tranaition temperature: Ni and Ni-Cu alloya. - Phys. Rev., 1968, 168, N°2, 605-622.

I7. Heine V. S-d interaction in tranaition metala. - Phya. Rev., 1967, 153, N°3, 673-682.

I8. Lonzarich G.G., Taillefer L. Effect of apin fluctuationa on the magnetic equation of state of ferromagnetic and nearly ferromognetic metala. - J.Phya., 1985, C18, N°22, 4339-4371.

I9. Shimizu M. Itinerant electron magnetiam. - Rep. Progr. Phys., 1981, 44, N°4, 329-409.

20. Дзялошинский И.Е., Кондратенко П.С. К теории слабого ферромагнетизма ферми-жидкости. - ЖЭТФ, 1976, 70, № 5, 1987-2005.

21. Солонцов А.З. Макроскопическая динамика ферромагнитных металлов. - ДАН СССР, 1985, 280, № 6, 1357-1359.

22. Moriya T. Spin fluctuations in itinerant electron ferromagnetism. - Berlin, Springer-Verlag, 1985, 239 p.

23. Franse J.J.M., Frings P.H., de Boer F.R., Menovsky A. Supression of spin fluctuations in UAl_2 in high magnetic fields. - Phys. Rev. Lett., 1982, 48, N°22, 1749-1752.

24. Frings P.H., Franse J.J.M. Susceptibility of spin-fluctuation compounds in high magnetic fields. - Phys. Rev., 1985, 31 B, N°7, 4355-4360.

25. Kortekaas T.F.M., Franse J.J.M. Volume magnetostriction in Ni_3Al and Ni-Pt alloys and its interpretation in the band model of magnetism. J.Phys., 1976, 6F, N°6, 1161-1175.

26. Ishikawa Y. Differing degrees of itinerancy in 3d alloys revealed by measurements of neutron spin wave scattering. - Physics, 1977, 91B, 130-137.

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР рассылаются научным организациям на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 117924, Москва В-333, Ленинский проспект, 53

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are distributed by scientific organizations on the basis of mutual exchange.

Our address is: USSR, 117924, Moscow B–333, Leninsky prospect, 53

Т – 14220. Подписано в печать 13. 07. 1987 г.
Заказ № 494. Тираж 100 экз. П.л. 1,9.

Отпечатано в Отделе научно-технической информации ФИАН СССР
Москва, В-333, Ленинский проспект, 53